



Etude du quark up de quatrième génération avec le détecteur ATLAS

P.-O. Defay

► To cite this version:

P.-O. Defay. Etude du quark up de quatrième génération avec le détecteur ATLAS. Journées de Rencontre Jeunes Chercheurs 2007, JRJC2007, Dec 2007, Dinard, France. in2p3-00248603

HAL Id: in2p3-00248603

<https://hal.in2p3.fr/in2p3-00248603>

Submitted on 8 Feb 2008

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Étude du quark up de quatrième génération avec le détecteur ATLAS

Pierre-Olivier DEFAY

*Laboratoire de Physique Corpusculaire,
Clermont-Ferrand*



Résumé

A l'aube d'une nouvelle ère pour la physique des particules avec le démarrage de l'accélérateur du LHC, il est espéré que les points obscurs du Modèle Standard soient résolus et que des effets de "nouvelle physique" soient mis en évidence. C'est dans cette perspective que se place l'étude des quarks up de quatrième génération.

1.1 Introduction

Même si, à l'heure actuelle, il est vérifié avec une extrême précision et qu'il n'a jamais été mis en défaut, le Modèle Standard comporte certains points incompris notamment dans le secteur de la brisure électrofaible. Avec la mise en fonctionnement de l'accélérateur du LHC courant 2008, le Modèle Standard pourra être testé encore plus précisément et les différentes théories permettant de résoudre ses problèmes pourront être évaluées. Parmi elles, l'existence d'une quatrième famille de fermions pourra être testée à travers la recherche d'un quark up de quatrième génération.

Dans une première partie, les caractéristiques principales de l'accélérateur LHC et du détecteur ATLAS, l'une des quatre expériences installées sur ce collisionneur, seront passées en revue. La partie suivante traitera du contexte théorique dans lequel s'inscrit l'existence d'une quatrième génération de constituants élémentaires. Les propriétés du quark up de quatrième génération seront ensuite présentées. Dans la quatrième partie je développerai les étapes de l'analyse permettant de reconstruire les u_4 , quarks up de quatrième génération. Enfin je conclurai en discutant les résultats et en exposant les perspectives.

1.2 Le LHC et le détecteur ATLAS

1.2.1 Le LHC (Large Hadron Collider)

Le LHC, futur collisionneur pour la physique des particules, est actuellement en cours d'installation au CERN (Organisation Européenne pour la Recherche Nucléaire) à la frontière franco-suisse. Ce collisionneur proton-proton, de 27 km de circonférence à 100 m sous terre, fournira une énergie dans le centre de masse de 14 TeV. La fréquence de croisement des faisceaux dans ce collisionneur sera de 40 MHz soit environ une interaction toutes les 25 ns aux quatre points d'installation

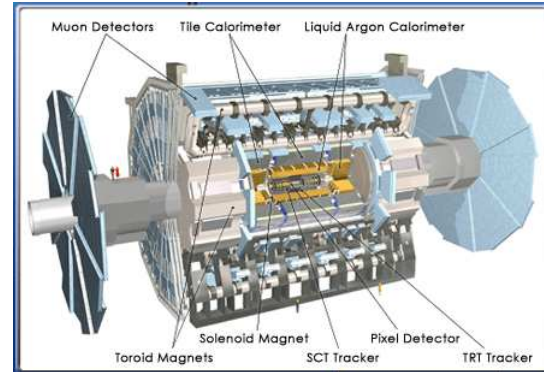


FIG. 1.1 – Le détecteur ATLAS.

des détecteurs.

1.2.2 Le détecteur ATLAS

L'expérience ATLAS est une collaboration de 1800 physiciens provenant de 164 pays. Le détecteur ATLAS (voir figure 1.1) est le plus grand détecteur installé auprès du LHC avec 44 m de long, 25 m de diamètre et près de 7000 tonnes. Le détecteur ATLAS est un détecteur généraliste, conçu pour étudier aussi bien le Modèle Standard (recherche du boson de Higgs, études des propriétés du quark top) que des scénari alternatifs : supersymétrie, extra-dimensions, sous-structure des fermions, existence d'une quatrième famille de fermions ... [1].

Pour remplir ces objectifs, le détecteur ATLAS est composé de sous-détecteurs performants, combinés entre eux. Il est aussi associé à un environnement logiciel adapté et à la puissance de calcul de la grille LCG (LHC Computing Grid). Voici les différentes parties d'ATLAS avec les critères auxquels elles doivent répondre :

- La trajectographie interne (3 types de détecteurs, 1 solénoïde) :
 - mesure précise de l'impulsion des particules chargées,
 - identification efficace des électrons,
 - reconstruction précise des vertex secondaires,
 - étiquetage efficace des jets b et des leptons τ , associé à un grand rejet des jets de saveur légère.
- La calorimétrie (3 types de détecteurs) :
 - grande couverture angulaire pour assurer une bonne herméticité,
 - linéarité de la réponse sur tout le spectre en énergie,

- bonne résolution en énergie, à la fois pour les électrons, les photons et les jets,
- séparation γ - π^0 et γ -jet
- bonne séparation angulaire
- capacité d'identifier les électrons provenant de désintégrations semi-leptoniques d'un quark b,
- Le spectromètre à muons (4 types de détecteurs, 2 types d'aimants toroïdaux) :
 - grande efficacité de détection des muons,
 - mesure de l'impulsion des muons sur toute la gamme en énergie,
 - réponse rapide de certains détecteurs pour permettre une utilisation par le système de déclenchement de niveau 1.

1.3 Les motivations théoriques

Le Modèle Standard de la physique des particules est aujourd'hui testé avec une extrême précision. Il est stable et cohérent. Aucune expérience n'a pu le mettre en défaut jusqu'à l'ordre du pour mille. Il est cependant avéré qu'il n'est qu'un modèle effectif à basse énergie et qu'il doit être complété ou intégré dans une théorie plus vaste car de nombreux points ne sont pas élucidés. En premier lieu, le boson de Higgs, particule essentielle dans la brisure de symétrie électrofaible et prédite par le Modèle Standard n'a pas encore été découverte. De plus cette brisure de symétrie est introduite de manière *ad hoc* dans le modèle. A cela, on peut ajouter le nombre important de paramètres libres ou le fait que les neutrinos n'ont pas de masse dans le Modèle Standard alors que l'on sait depuis peu qu'ils en ont une [2]. On ne sait pas non plus pourquoi il n'y a que trois familles de constituants élémentaires avec des neutrinos légers et comment les fermions se structurent en familles. Enfin, la différence de masse entre fermions (le quark top est 10^8 fois plus lourd que l'électron) est inexpliquée. Toutes ces considérations, et d'autres encore, laissent à penser qu'il faut de la "nouvelle physique" pour régler ces problèmes et avoir une théorie plus globale.

Quelles solutions peut apporter l'existence d'une quatrième famille de fermions et quelles contraintes doit-elle vérifier ? Si l'on considère que cette quatrième famille de fermions est constituée de quatre fermions selon le schéma des familles actuelles, alors on peut lui imposer un certain nombre de contraintes. Les neutrinos doivent avoir une masse d'au moins $39,5 \text{ GeV}$, et les leptons une masse minimale de 90 GeV [3]. Afin de respecter l'unitarité des ondes partielles à haute énergie [4], la masse des quarks ne doit pas dépasser 680 GeV . Afin de respecter les contraintes sur le paramètre ρ , paramètre du Modèle Standard sensible aux différences de masses intra-générationnelles, la différence de masses entre les deux quarks doit être au maximum de 1 GeV . Les modèles théoriques de quatrième génération permettent d'expliquer un ou plusieurs des problèmes suivants : la masse excessivement faible des neutrinos qui apporte une réponse partielle au problème de la différence de masse entre fermions, ou la structuration des fermions en familles. Il est à noter que l'existence

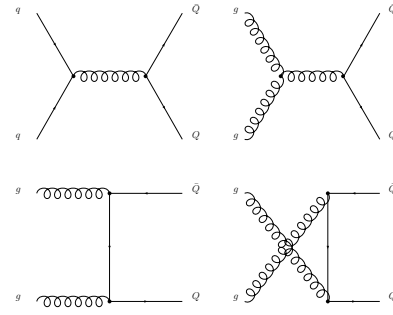


FIG. 1.2 – Production de quarks lourds par fusion de quarks et par fusion de gluons.

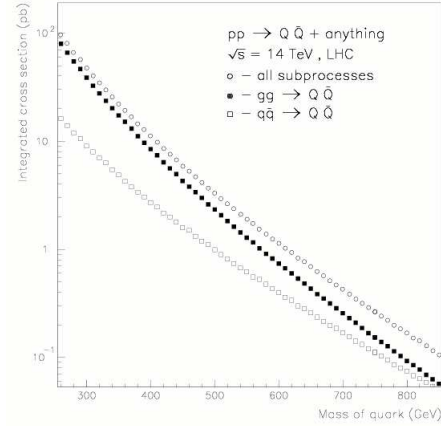


FIG. 1.3 – Section efficace de production de quark de quatrième génération au LHC [5].

d'une quatrième famille modifie également la section efficace de production du boson de Higgs. En contrepartie, une quatrième famille ajoute des particules et des paramètres libres au modèle.

1.4 Le modèle démocratique et le quark u_4

Le modèle démocratique de la quatrième génération est l'extension qui respecte au mieux le Modèle Standard. Le modèle est dit démocratique car les fermions de mêmes nombres quantiques sont considérés comme indiscernables avant la brisure de symétrie. Seule la quatrième famille acquiert une masse lors de la brisure. Des corrections sont apportées pour tenir compte de la masse du quark top. Les autres masses des fermions sont considérées comme négligeables devant l'échelle électro-faible (160 GeV). Comme nous l'avons dit précédemment la différence de masses entre le quark up et le quark down de quatrième génération doit être inférieure au GeV laissant le quark top comme contributeur majeur du paramètre ρ . Les quarks de quatrième génération suivent les règles de production des quarks lourds donc celles du quark top. La figure 1.2 montre les différents modes de production du quark u_4 et la figure 1.3 la section efficace de production de ce quark en fonc-

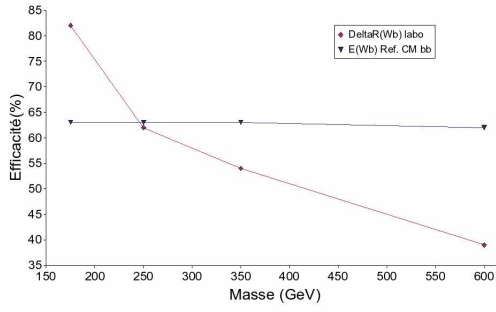


FIG. 1.4 – Efficacité d'identification du b hadronique.

tion de sa masse. Les quarks de quatrième génération se désintègrent avant hadronisation et ne peuvent se désintégrer l'un en l'autre du fait de leur faible différence de masses. C'est pourquoi le quark u_4 va se désintégrer de la même manière que le top, en boson W et en quark b. Le boson W se désintégrant soit en paire de quarks soit en deux leptons, trois cas de figures sont possibles pour l'état final :

- un état final hadronique avec 6 jets dont deux jets beaux qui sera difficile à reconstruire dans l'environnement hadronique du LHC,
- un état leptonique avec 2 leptons, 2 neutrinos et 2 jets beaux où la présence de neutrinos se traduira par une signature d'énergie transverse manquante. Cet état final est caractérisé par un faible rapport de branchement,
- un état semi-leptonique avec 4 jets dont 2 jets beaux, un neutrino et un lepton permettant une sélection aisée de l'événement

1.5 Analyse

L'analyse à laquelle nous nous intéressons est celle des canaux semi-leptoniques, où le lepton est un muon ou un électron. L'état final comporte deux jets beaux, deux jets de saveur légère, un neutrino et un muon ou un électron :

$$pp \rightarrow X \rightarrow u_4 \bar{u}_4 \rightarrow WbW\bar{b} \rightarrow l\nu bj\bar{j}\bar{b}$$

Le but est de sélectionner les événements intéressants puis, à l'intérieur de ces événements, d'apparier correctement les jets de saveur légère pour former le W hadronique. Il faut ensuite choisir le bon jet beau afin de reconstruire le u_4 . Enfin, la contribution des divers bruits de fond doit être évaluée.

1.5.1 La présélection des événements

Afin de rejeter un maximum de bruit de fond dans notre analyse nous avons décidé d'appliquer les mêmes coupures de sélection que celles définies pour l'étude du quark top [6] :

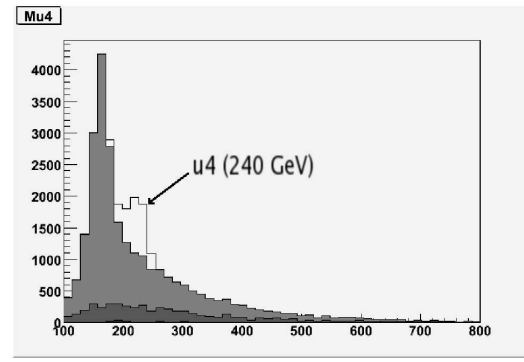


FIG. 1.5 – Masse invariante du u_4 (blanc) de 240 GeV et des bruits de fond top (gris clair), combinatoire (gris foncé) et W+jets (noir).

- un électron isolé d'impulsion transverse supérieure à 25 GeV ou un muon isolé d'impulsion transverse supérieure à 20 GeV avec $|\eta| < 2,5$ déclanchant l'événement,
- deux jets identifiés b d'impulsions transverses supérieures à 40 GeV avec $|\eta| < 2,5$,
- au moins deux jets de saveur légère d'impulsions transverses supérieures à 40 GeV avec $|\eta| < 2,5$.

A la suite de ces coupures on ne conserve qu'entre 5% et 10% des paires $u_4 \bar{u}_4$ se désintégrant dans le canal semi-leptonique pour des masses de u_4 comprises entre 250 et 600 GeV .

1.5.2 Reconstruction du W

Le boson W est reconstruit en sélectionnant la paire de jets de saveur légère ayant la masse invariante la plus proche de la valeur de la masse invariante reconstruite du W. Toutes les combinaisons possibles de deux jets de saveur légère ne sont pas prises en compte puisqu'une seule paire est susceptible de provenir du boson W. Avec cette méthode, on obtient une pureté de reconstruction de l'ordre de 85%. Il est à noter qu'ici la sélection adoptée est identique à celle des études reposant sur la production de paires de quarks top.

1.5.3 Reconstruction du u_4

Pour reconstruire le u_4 il va falloir associer au W hadronique un jet b hadronique. Ici aussi on essaye d'améliorer la pureté de la sélection mais on souhaite également conserver une efficacité de sélection constante sur tout le domaine en masse considéré, $m(u_4) \in [200, 700]$ GeV . Une des façon de sélectionner le b hadronique est de choisir la paire (W,b) d'énergie maximale dans le référentiel du centre de masse de la paire bb. Dans ce cas on sélectionne le bon jet beau dans 63% des cas. On peut noter que pour des masses proches de celles du quark top d'autres coupures pourraient permettre d'obtenir une meilleure pureté mais celles-ci ne conservent pas cette qualité sur toute la gamme en masse. Une de ces méthodes est de sélectionner le jet beau en choisissant la paire (W,b) de distance angulaire minimale

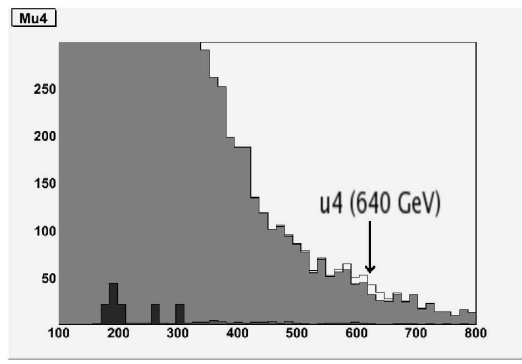


FIG. 1.6 – Masse invariante du u_4 (blanc) de 640 GeV et des bruits de fond top (gris clair), combinatoire (gris foncé) et W +jets (noir).

dans le référentiel du laboratoire. Les efficacités de sélection des deux méthodes présentées sont représentées sur la figure 1.4. Le premier critère est stable pour les différentes masses considérées tandis que le deuxième est plus efficace uniquement à basse masse ($m(u_4) < 250$ GeV).

1.5.4 Les bruits de fond

Deux types de bruit de fond ont été considérés : $W+n$ jets et les paires $t\bar{t}$. Le bruit de fond $W+n$ jets ne semble pas être un problème vu que seulement 4 événements pour cent mille événements considérés passent les coupures de présélection. Ce bruit de fond est principalement éliminé par la demande de deux jets identifiés en tant que jets beaux. En ce qui concerne les paires $t\bar{t}$, ce sont elles qui constituent le bruit de fond principal car les coupures de présélection ont été adaptées pour elles. On peut voir sur les figures 1.5 et 1.6 que si l'on distingue bien le signal pour une masse de 240 GeV , cela devient délicat à masse élevée.

1.6 Conclusion

A ce stade, la reconstruction du u_4 hadronique est satisfaisante à basse masse ($m(u_4) < 320$ GeV). Le potentiel de découverte des quarks u_4 devrait être amélioré en séparant en deux le domaine de masse considéré. Des présélections spécifiques devraient permettre de réduire d'avantage la contribution du quark top et ainsi d'améliorer les puretés de sélection. Ces études devraient nous permettre d'améliorer le potentiel de découverte des quarks u_4 quelle que soit leur masse et ainsi d'être prêts pour des études plus approfondies si ce quark est au rendez-vous au LHC.

Remerciements

Je tiens à remercier les gentils coordinateurs des différentes sessions ainsi que les jolis organisateurs pour la très bonne semaine que l'on a passée tous ensemble !

Références

- [1] ATLAS Collaboration, 'ATLAS Technical Proposal', CERN/LHCC 94-43(1994).
- [2] Y. Ashie et al., 'Evidence for an oscillatory signature of atmospheric neutrino oscillation', Phys. Rev. Lett. 93 (2004)
- [3] Yao, W.-M., et al (2006) Review of Particle Physics. J. Phys. G : Nucl. Part. Phys., 33, 1-1232.
- [4] M.S. Chanowitz, M.A. FURMAN and I Hinchliffe, 'Weak Interactions of Ultra Heavy Fermions (II)', Nuclear Physics B153 1979 4002-430
- [5] E. Arik, S. Atag, Z.Z. Aydin, A. Celikel, Z Cicek, A.K. Ciftci, A. Mailov, S. Sultansoy, G. Unel, 'A Search for Fourth Family Quarks at Hadron Colliders', ATL-PHYS-96-091 (1996)
- [6] P. Roy, 'Perspectives de mesures de la masse du quark Top avec le détecteur ATLAS', Thèse de doctorat, Université Baise Pascal, Clermont-Ferrand (2002).